

# Scientific Bulletin of Namangan State University

---

Volume 1 | Issue 10

Article 3

---

10-10-2019

## HOLE TRANSPORTATION IN PHOTOCELLS BASED ON HYDROGENATED AMORPHOUS SILICON

Azamdjon Botirdjonovich Nabiev  
*Namangan State University*

Follow this and additional works at: <https://uzjournals.edu.uz/namdu>

 Part of the [Physical Sciences and Mathematics Commons](#)

---

### Recommended Citation

Nabiev, Azamdjon Botirdjonovich (2019) "HOLE TRANSPORTATION IN PHOTOCELLS BASED ON HYDROGENATED AMORPHOUS SILICON," *Scientific Bulletin of Namangan State University*: Vol. 1 : Iss. 10 , Article 3.

Available at: <https://uzjournals.edu.uz/namdu/vol1/iss10/3>

This Article is brought to you for free and open access by 2030 Uzbekistan Research Online. It has been accepted for inclusion in Scientific Bulletin of Namangan State University by an authorized editor of 2030 Uzbekistan Research Online. For more information, please contact [brownman91@mail.ru](mailto:brownman91@mail.ru).

---

## HOLE TRANSPORTATION IN PHOTOCELLS BASED ON HYDROGENATED AMORPHOUS SILICON

Cover Page Footnote

???????

Erratum

???????

## ПЕРЕНОС ДЫРОК В ФОТОЭЛЕМЕНТАХ НА ОСНОВЕ АМОРФНОГО ГИДРИРОВАННОГО КРЕМНИЯ

Набиев Аъзамжон Ботиржонович

Наманганский государственный университет.

**Аннотация:** С помощью фото-ВАХ мишени видикона исследованы плёнки аморфного гидрированного кремния. В фото-ВАХе наблюдается участок, который подчиняется квадратичному закону. Объяснено, что существенным является вклад изменения диэлектрической проницаемости  $a\text{-Si:H}$  и время жизни дырок в зависимости от приложенного напряжения в получение информации из этого участка о механизме переноса дырок

**Ключевые слова:** Аморфный полупроводник, гидрированный кремний, мишен видикона, дырочные ловушки, энергетика ловушек, щель подвижности, центры прилипания.

## HOLE TRANSPORTATION IN PHOTOCELLS BASED ON HYDROGENATED AMORPHOUS SILICON

Nabiev Azamdjon Botirdjonovich

Namangan State University.

**Abstract.** In this manuscript, films of amorphous hydrogenated silicon were studied by using the photo-VACH characteristics of the vidicon target. In the photo-VACH characteristic, a region is observed that obeys the quadratic law. It is explained that the contribution of changes in the dielectric constant of  $a\text{-Si:H}$  and the hole lifetime depending on the applied voltage for obtaining information from this section about the hole transportation mechanism is too significant.

**Keywords:** amorphous semiconductor, hydrogenated silicon, target of vidicon, hole traps, traps energy, mobility gap, sticking centers.

## AMORF GIDROGENLANGAN KREMNIY ASOSLI FOTOELEMENTLARDA KOVAKLAR TASHUVCHANLIGI.

Nabiyev A'zamjon Botirjonovich

Namangan davlat universiteti.

**Annotatsiya:** Ushbu maqolada Vidikon nishonining foto-VAX xususiyatlaridan foydalanib, gidrogenlangan amorf kremniyning yupqa qatlamlari o'rganilgan. Volt-Amper Xarakteristikasida kvadrat qonuniga bo'ysunadigan hudud kuzatilgan.  $a\text{-Si:H}$  qatlamlarining dielektrik singdiruvchanligi o'zgarishi va qo'llaniladigan kuchlanishga bog'liq holda kovaklarning harakatlanish mexanizmi haqida muhim ma'lumotlar keltirilgan.

**Kalit so'zlar:** amorf yarimo'tkazgich, gidrogenlangan kremniy, vidikon nishoni, kovak tuzoqlari, tuzoqlarning energiyasi, harakatchanlik bo'shlig'i, yopishqoq markazlar.

### Введение.


В настоящее время качества и эффективность фотоэлектрических приборов, в том числе солнечных элементов на основе аморфного гидрированного кремния  $a\text{-Si:H}$  не могут в достаточной степени удовлетворять требованиям, предъявляемым к полупроводниковым фотопреобразователям. Эффективность солнечных элементов на основе  $a\text{-Si:H}$  при стандартных условиях (спектр АМ 1,5 – 1000 Вт/м<sup>2</sup>) достигла 8-10 % [1], а тандемных структурах расчеты показывают что можно достигать до 12-15% и более [2].

Известно, что в солнечных элементах фототок состоит из двух составляющих то есть электронной и дырочной. Разность значения подвижности этих составляющих весьма значительна ( $\mu_e=13$  см<sup>2</sup>/В·с и  $\mu_n=0,67$  см<sup>2</sup>/В·с). Это означает, что в фототоке незначительна доля дырочного фототока. Поэтому, во многих работах для изучения механизма переноса исследована зависимости электронной и дырочной фотопроводимости  $a\text{-Si:H}$  и  $a\text{-Si:H(B)}$ , образцов от температуры и обнаружено, что в качественных образцах  $a\text{-Si:H}$  фотопроводимость электронов очень мало зависит от температуры, а в слабелегированных бором образцах  $a\text{-Si:H}$  фотопроводимость дырок зависела от температуры в которой стационарная фотопроводимость измерялась в планарных образцах [3].

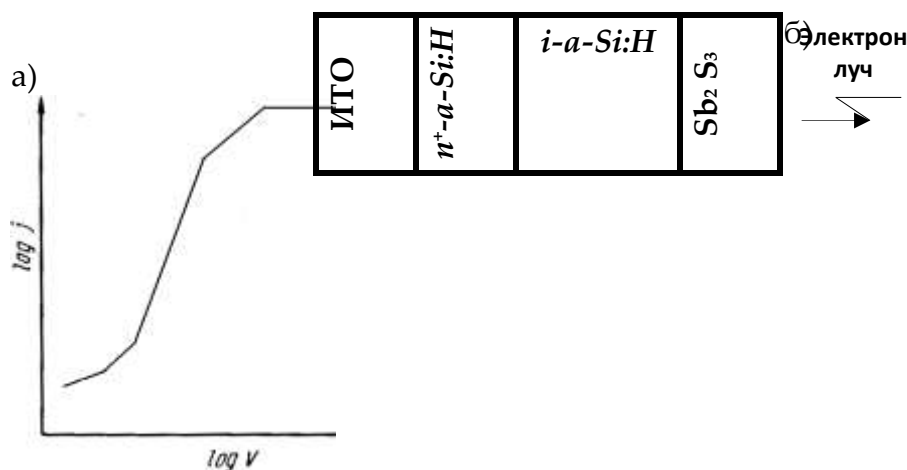
Для анализа характеристик солнечных элементов и нахождения путей дальнейшего повышения эффективности их фотопреобразования требует детальное изучение доли каждого типа носителей тока и установить их механизм переноса.

Данная работа посвящена теоретическому исследованию вольт-амперной характеристики (ВАХ) дырочного фототока и показана возможность получения информации из отдельных участков фото-ВАХ о механизме дырочного переноса.

### Анализ и расчет фото-ВАХ мишени видикона.

Для изучения механизма переноса дырок в фототоке структурах на основе  $a\text{-Si:H}$  надо иметь монополярный фототок, в котором носителями тока являются только фотогенерированные дырки. Мы будем рассматривать  структуру то есть структуру мишени видикона (рис.1а.), у которой все слои состоят из  $a\text{-Si:H}$ .

Если освещение производится со стороны  $n$  слоя светом длиной волной  $\lambda \sim 400$  нм, тогда свет поглощается при поверхности  $i$ - слоя и образуется в этой части  $i$ -слоя «резервуар» носителей или обогащенными дырками слой.



**Рис.1.** Структура мишени видикона (а) и идеальная фото-ВАХ мишени видикона (б).

При приложении обратного напряжения носителями тока являются только дырки. Такое явление было обнаружено при измерениях фотопроводимости методом видикона[4].

Из результатов исследований фото-вольт амперной характеристики таких структур известно, что фото-ВАХ состоит из нескольких участков[8].

Такое поведение фото-ВАХ можно объяснить следующим образом: предположим, что при низких температурах весь объемный заряд образован фотогенерированными подвижными дырками в валентной зоне, тогда явления переноса можно представить следующим образом. Дырочные ловушки создают глубокие энергетические уровни, так что обратным тепловым выбросом дырок можно пренебречь, к тому же ловушки равномерно распределены по объему. Концентрация ловушек намного большей концентрации равновесных дырок в  $i$ -слое, это подтверждает низкое значение темнового тока. Тогда при низких напряжениях почти все инжектированные фотогенерированные дырки захватываются ловушками, поэтому концентрация дырок в глубине  $i$ -слоя увеличиваться не будет. Это положение соответствует омическому участку на фото-ВАХ полученных при низких температурах. С увеличением напряжения все ловушки заполняются инжектированными дырками и концентрация дырок начинает расти.

При некоторых напряжениях концентрации инжектированных дырок намного превосходит концентрацией глубоких ловушек. Это произойдет в том случае, если концентрация фотогенерированных дырок больше, чем концентрация ловушек. Если выполняются это условия, тогда для этого случая имеем следующие уравнения:

Для плотности тока

$$j = e\mu_p E + DNp \quad (1)$$

Для распределения электрического поля в области  $i$ - $a$ - $Si:H$  имеем уравнения Пуассона

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\epsilon} (p + N(f-1)) \quad (2)$$

и уравнение для кинетики перезарядки

$$N \frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\Delta p}{\tau_p} - (f-1) \frac{\Delta N}{\tau_s} - g \quad (3)$$

Здесь  $N$ —концентрация дырочных ловушек в щели подвижности, концентрация инжектированных фотогенерированных дырок,  $\tau_p$  - их время жизни,  $\mu_p$  – подвижность дырок,  $g$ -скорость термической генерации основных носителей  $i$ -областей,  $f$ - коэффициент заполнения дырочных ловушек и это величина при термодинамическом равновесии определяется следующим выражением:

$$f = \frac{1}{1 + \frac{N_d}{G\tau}} \quad \text{Здесь } G\text{-скорость фотогенерации.}$$

Для решения этих уравнений будем оценивать некоторые члены этих уравнений. Из-за малости коэффициента диффузии вторым членам (1) уравнения пренебрегаем. Из-за зависимости темнового тока от напряжения[5], видно что термической генерации  $g$  незначительно, поэтому его не учтём. Величины  $\Delta N$ ,  $\Delta p$ ,  $\varepsilon$  и  $f$  зависят от приложенного напряжения. С ростом напряжения количества инжектированных дырок в  $i$ -слое сильно увеличиваются и все ловушки становятся заполненными, как было сказано выше, тогда коэффициент заполнения  $f=1$ , если наступает термодинамическое равновесие между ловушками и инжектированными

$$\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \quad \text{и} \quad p \gg N$$

дырками. Тогда выполняется следующие условие , учитывая выше-

$$\frac{\Delta p}{\tau_p} = 0$$

приведенные условия из уравнение (3) мы имеем  $\rightarrow \Delta p = 0$  или  $p = const$  тогда (1) и (2) уравнение приобретает следующий вид:

$$j = e p \mu_p E \quad (4)$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{4\pi e}{\varepsilon} \cdot p \quad (5)$$

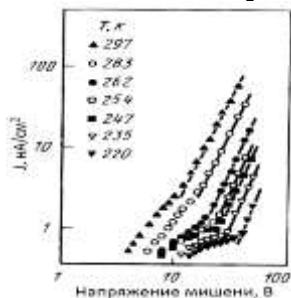
Решая совместно (4) и (5) уравнение имеем следующее выражение зависимости

между  $E$  и  $j$   $\frac{\mu_p e E}{4\pi} \frac{\partial E}{\partial x} = j \frac{\partial x}{\partial x}$ . Чтобы проинтегрировать это выражение надо оценить нижние границы интеграла. Как известно, в режиме видикона падающий свет поглощается при поверхности  $i$ -слоя до глубины  $x_0$ . Эту толщину, в которой фотогенерируются дырки можно назвать «виртуальным» катодом. С увеличением внешнего напряжения этот участок расширяется, но при меньших напряжениях, можно считать  $x \ll L$ ,  $L$ -толщина  $i$ -слоя, поэтому будем интегрировать от 0 до  $L$ .


Учитывая вышесказанные условия, мы получаем зависимость между током приложенного напряжения.

$$j = \frac{\mu_p \varepsilon}{8\pi} \cdot \frac{U^2}{L^2} \quad (6)$$

Таким образом мы получили квадратичный закон Мотта. Как видно из (6) значение фототока, зависит только от параметров дырки. Поэтому можно получить информацию о механизме переноса дырок. Чтобы показать достоверность и применимость этого выражения для фото-ВАХ мишени видикона проанализируем экспериментально полученные графики и проведём численный расчёт. В работе [6] были получены фото-ВАХ при различных температурах (рис.2).



**Рис.2.** Фото-ВАХ полученный при различных температурах.

Как видно в зависимости температуры участок фото-ВАХ, который подчиняется «квадратичному» закону почти параллельно смещается к области высокого напряжения. Такое поведение фото-ВАХ для образцов имеющих разные толщины удовлетворяет (6) уравнение. Фотоэлектрические параметры дырок зависят от температуры, поэтому из этого участка фото-ВАХа можно получить температурную зависимость фотоэлектрических параметров дырок. И этот случай требует дополнительного исследования. Для проведения численного расчёта сначала вычислим концентрацию фотогенерированных дырок, мы имеем . Для определения скорости фотогенерации дырок нами были использованы следующие выражения.

Где  $I_s^{p(i)}$  - спектральная плотность падающего света,  $\alpha_i(\lambda)$ -коэффициент падающего света в области  $i$ - $a$ - $Si:H$  слоя,  $T_{ni}$ - коэффициент пропускания  $n$  слоя в  $i$ -слой,  $p$  и  $s$ -индексы поляризации, для получения участка фото-ВАХ подчиняющегося «квадратичному закону» воспользуемся следующими значениями и оценками некоторых параметров  $i$ - $a$ - $Si:H$ .

При измерении фотопроводимости мишени видикона свет падает нормально и полностью поглощается в  $i$ - слое, кроме того толщина  $n$ -слоя незначительно

относительна к  $i$ - слою. Тогда  $R_{pn}=0$ , а  $T = \frac{n_{in}}{(n_{in}+1)^2}$  Где  $n_{in}$ - относительный коэффициент преломления. Если учтем, что  $n$  и  $i$ - слой состоит только из  $a$ - $Si:H$  тогда  $n_{in} = n_{ni}=1$  и  $T=1$ . Значения коэффициента дефектного поглощения  $\alpha(\lambda) \sim 1 \cdot 10 \text{ см}^{-1}$ , подвижности дырок  $\mu_p=0,67 \text{ см}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $m=34 \div 35$  и  $d \approx 1 \text{ мкм}$ .

При поглощении света при поверхностном  $i$ -слое возникает как указано выше «резервуар» носителей, то есть дырок и вместе с ним появляется разность потенциалов между поглощавшим и непоглощавшим света частью  $i$ -слоя. Фотогенерированные дырки должны преодолеть этот потенциальный барьер. Высота потенциального барьера зависит от энергетической ширины распределения плотности состояния дефектов вблизи уровня Ферми. Как известно, плотность состояния дефектов вблизи уровня Ферми в несколько порядков меньше, чем плотности состояния в остальной части щели подвижности. Поэтому когда поглощается падающий свет на этих уровнях, все электроны находившиеся в этих состояниях переходят в зону проводимости и за счет этого, уровень Ферми смещается вниз. Распределения этих состояний подчиняется Гауссовскому закону[7].

$$N(E) = (2\pi\sigma^2)^{-\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{(E-E_0)^2}{2\sigma^2}\right)$$

Здесь  $E_0$ -пик плотности состояния Гауссовского распределения-энергетическая ширина этого распределения. Учитывая вышеприведенные данные можно предполагать, что высота потенциального барьера сравнима с той величиной.

Когда выполняется  $\Delta\phi=U$  условие, все фотогенерированные дырки без препятствия инжектируются во всё  $i$ -слой. И тогда выполняются два условия  $p \gg N$  и  $p = \text{const}$ , поэтому с этого напряжения начинается участок который подчиняется квадратичному закону.



Если полная концентрация фотогенерированных дырок меньше концентрации дефектов, то есть  $p < N$ , участок который подчиняется «квадратичному» закону не наблюдается. Этому свидетельствуют полученные фото-ВАХ при низком освещении или образцах имеющие большую концентрацию дефектов [4,8]. Таким образом, мы сможем определить напряжение, в котором начинается «квадратичный» участок.

Поскольку в слаболегированном бором  $a\text{-Si:H}$  образцах дырочные ловушки являются основными центрами захвата для неравновесных дырок [4]. В этом случае время жизни дырок  $\tau_p$  определяется концентрацией дырочных ловушек  $N_d$ ,  $N_d, \tau_p = (C_p^0 \cdot N^0)^{-1}$  Здесь  $C_p^0$ -коэффициент захвата дырок.

При инжекции дырок с большей концентрацией, то есть  $p > N^0$ , постепенно с повышением напряжений дырочные ловушки захватывают все больше дырок. Это приводит к перезарядке этих ловушек, в результате чего концентрация дырочных ловушек уменьшается. Соответственно время жизни дырок увеличивается и как следствие, должно происходить дополнительное увеличение фототока.

При больших напряжениях весь  $i$ -слой заполняется инжектированными дырками с практически постоянной по объему концентрацией  $p$ , это означает что квадратичному закону фототок не подчиняется.

Этого напряжения можно оценить приравнявая время переноса дырок толщину  $i$ -слоя с максвелским временем релаксации, с этого напряжения начинается омический участок или ток насыщения. Сравнивая время переноса дырок с максвелским временем релаксации, сможем оценить напряжение в котором кончается квадратичный участок.

### **Обсуждение полученных результатов и их сравнение экспериментами.**

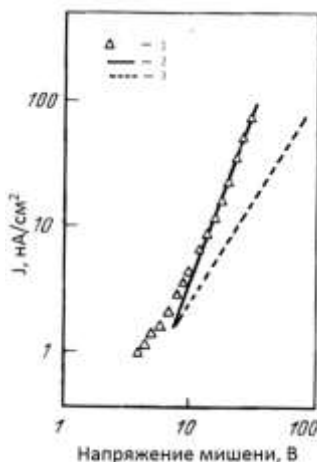
Для сравнения теории с экспериментальными данными воспользуемся результатами работы [4], в которой исследовались образцы  $a\text{-Si:H}$  с разными параметрами и при разных освещениях методом видикона.

В работе [4] измерение проводилось на образце одного типа, но при разных мощностях освещения. Как видно при уменьшении мощности освещения число фотогенерированных дырок уменьшается, когда концентрация фотогенерированных дырок спускается ниже  $p = N_D$  границы, квадратичный участок не наблюдается. Это тоже дополнительное доказательство нашего предположения

Из полученных экспериментальных графиков в работах [8] видно, что до начала квадратичного участка больше другие зависимости фототока от приложенного напряжения не наблюдались. То есть, при приложении напряжения начинается участок, который подчиняется квадратичному закону. Такое поведение фото-ВАХ можно объяснить низким значением концентрации дефектов в щели подвижности. В работах [4] исследовались образцы  $a\text{-Si:H}$  методом видикона при разных температурах [рис.2]. Из графика можно отличать разные участки фототока в зависимости от температур. Расчетные данные фото-ВАХ мишени видикона по



формуле (6) с использованием зависимости некоторых фотоэлектрических параметров от приложенного напряжения и без него приведен на рис.3.



**Рис.3.** Экспериментальный(1) и расчетный (2,3) фото-ВАХ мишени видикона. (2) – с учетом изменения  $\epsilon$  и  $\tau$  от приложенного напряжения, (3) – получено без учета изменения  $\epsilon$  и  $\tau$

Как видно, если учтем выше-сказанные зависимости, тогда расчетные фото-ВАХ хорошо совпадают с экспериментальными данными. Снижение фототока при низких температурах можно объяснить следующим образом: уменьшение температуры снижает вероятность термического выброса дырок из состояний ловушек в валентную зону. Кроме этого, величина потенциального барьера тоже зависит от температуры, поэтому поведение фото-ВАХа при низких температурах требует дополнительного исследования.

#### **Заключение.**

На основании вышеизложенного, можно сделать вывод в том, что на квадратичном участке фото-ВАХе мишени видикона на основе *a-Si:H* фототок не только зависит от приложенного напряжения напрямую, но надо учесть изменения диэлектрической проницаемости *i-a-Si:H* слоя, время жизни дырок  $\tau$  от приложенного напряжения. Таким образом из (6) уравненич невозможно получить достоверную информацию о подвижности дырок. Для определения подвижности дырок надо учесть изменения диэлектрической проницаемости образца под влиянием внешнего напряжения. Как сказано выше с изменением распределения инжектированных дырок увеличивается время жизни и в свою очередь уменьшается переноса дырок. Поэтому, эти изменения тоже уместно учитывать.

#### **References:**

1. V. P. Afanasev, E. I. Terukov, A. A. SHerchenkov. Tonkoplenochnie solnechnie elementi na osnove kremniya. 2-e izd., C.-Peterburg: SPbGETU «LETI», 2011.
2. YU.V. Kryuchenko, A.V. Sachenko, A.V. Bobil, V.P. Kostilev, E.I. Terukov, A.S. Abramov, V.N. Verbitskiy, S.A. Kudryashov, K.V.Emsev, I.O.Sokolovskiy. FTP, 2015,tom 49, vip.5, s. 697-706.
3. S.V. Kuznetsov. FTP, 2000,tom 34, vip.6, s. 748-752.

4. Y. Xamakavi. Amorfnie poluprovodniki i pribori na ix osnove. Moscow, Metallurgy, 1986, p.375
5. Crandall R.–Appl. Phys., Lett., 37 (1980) 607.
6. Mort J. et al. - Appl. Phys., Letta, 38 (1981) 277.
7. Yu. V. Kryuchenko, A. V. Sachenko, A. V. Bobyl, V. P. Kostiyov, P. N. Romanets, I. O. Sokolovskyi, E. I. Terukov. Semiconductor Physics, Quantum Electronics & Optoelectronics, 2012. V. 15, N 2. P. 91-116
- S. Zaynobidinov, U. Babakhodzhayev, A. Nabiyeu. Journal of Scientific and Engineering Research, 2019, 6(2):252-255.